УДК 535.36

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ С ЧАСТИЦАМИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Б.В. Горячев, С.Б. Могильницкий

Томский политехнический университет
E-mail: msb@tpu.ru

Рассмотрен новый подход к решению задачи переноса излучения в дисперсной среде, базирующийся на использовании индикатрисы рассеяния излучения в виде интегральных параметров, вычисленных на основе двух индикатрис, представленных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Такое представление индикатрисы рассеяния излучения адаптировано к потоковым методам решения задачи переноса излучения. Анализ результатов решения производится с помощью коэффициентов асимметрии индикатрисы рассеяния излучения и тела яркости рассеивающего объема.

Вопрос о прохождении излучения через дисперсную среду, состоящую из частиц неправильной формы, является одним из актуальных в теории переноса излучения. Представление индикатрисы рассеяния излучения в этом случае аналогично представлению индикатрисы рассеяния для частиц правильной формы, а для системы частиц неправильной формы с произвольной ориентацией в пространстве используется усредненная индикатриса рассеяния излучения.

Стандартным условием в теории рассеяния излучения является условие осесимметричности индикатрисы рассеяния излучения. Именно при этом условии определяются некоторые интегральные параметры индикатрисы рассеяния, например, коэффициент асимметрии индикатрисы рассеяния излучения или средний косинус угла рассеяния [1]. Для характеристики степени анизотропии рассеяния часто этих параметров бывает достаточно, особенно когда требуется оперативность в получении информации об угловом распределении рассеянного излучения, хотя иногда возникает неоднозначность, например, коэффициенты асимметрии релеевской индикатрисы и сферической одинаковы. В случае рассеяния излучения на частице неправильной формы для характеристики анизотропии рассеяния одного коэффициента асимметрии индикатрисы рассеяния, характеризующего рассеяние в переднюю и заднюю полусферы, недостаточно. Требует уточнения в этом случае и стандартное представление индикатрисы рассеяния излучения, и методики ее получения.

Для частиц неправильной формы положение о симметрии рассеяния не выполняется, и, соответственно, интегральные характеристики рассеяния, введенные для симметричной индикатрисы рассеяния излучения, не отражают особенностей рассеяния излучения на таких частицах. Более того, обычная "плоская" индикатриса рассеяния излучения не дает полной информации о пространственном угловом распределении излучения при рассеянии на частицах неправильной формы. В общем случае полную информацию об угловом распределении излучения, рассеянного частицей неправильной формы, может дать только объемная индикатриса рассеяния излучения. Получение такой индикатрисы рассеяния излучения теоретически, а особенно экспериментально, весьма трудоемко. Кроме того, индикатриса рассеяния излучения является одной из основных характеристик, определяющих перенос излучения в дисперсной среде, поэтому форма ее представления должна быть адаптирована к методу, используемому для расчета характеристик переноса излучения [2, 3].

В работе предлагается следующая методика представления индикатрисы рассеяния излучения при рассеянии на частицах неправильной формы. Рассмотрим рассеяние излучения на частице неправильной формы в декартовой системе координат, когда излучение падает в направлении оси x. Объемная индикатриса рассеяния излучения заменяется двумя индикатрисами рассеяния, определенными в двух взаимно перпендикулярных плоскостях xy и xz. Обозначим их $\chi_{xy}(\theta)$ и $\chi_{xz}(\theta)$ соответственно, где θ – угол рассеяния. Интегральные параметры определяются в общем случае следующим образом

$$\mu_y = \int\limits_{(\Omega)} \chi_{xy}(\theta) d\Omega;$$

$$\mu_z = \int\limits_{(\Omega)} \chi_{xz}(\theta) d\Omega,$$

где Ω – телесный угол.

Подробно все интегральные параметры по осям декартовой системы координат для двух индикатрис рассеяния излучения определяются следующим образом

$$F_1^y = 2\pi \int\limits_0^{\pi/2} \chi_{xy}(\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta; \quad \mu_1^y = \frac{|F_1^y|}{F^y};$$

$$F_2^y = 2\pi \int\limits_{\pi/2}^{\pi} \chi_{xy}(\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta; \quad \mu_2^y = \frac{|F_2^y|}{F^y};$$

$$F_3^y = 2 \int\limits_0^{\pi/4} \chi_{xy}(\theta) \sin^2\theta d\theta; \quad \mu_3^y = \frac{|F_3^y|}{F^y};$$

$$F_4^y = 2 \int\limits_{\pi/4}^{\pi/2} \chi_{xy}(\theta) \sin^2\theta d\theta; \quad \mu_4^y = \frac{|F_4^y|}{F^y};$$

$$F_5^y = 2 \int\limits_{\pi/2}^{3/2\pi} \chi_{xy}(\theta) \sin^2\theta d\theta; \quad \mu_5^y = \frac{|F_5^y|}{F^y};$$

$$F_6^y = 2\int_{3/2\pi}^{\pi} \chi_{xy}(\theta)\sin^2\theta d\theta; \quad \mu_6^y = \frac{|F_6^y|}{F^y};$$

$$F^y = |F_1^y| + |F_2^y| + |F_3^y| + |F_4^y| + |F_5^y| + |F_6^y|.$$

Условие нормировки $\sum_{i=1}^{6} \mu_i^y = 1$.

$$F_1^z = 2\pi\int_{0}^{\pi/2} \chi_{xz}(\theta)\sin\theta\cos\theta d\theta; \quad \mu_1^z = \frac{|F_1^z|}{F^z};$$

$$F_2^z = 2\pi\int_{\pi/2}^{\pi} \chi_{xz}(\theta)\sin\theta\cos\theta d\theta; \quad \mu_2^z = \frac{|F_2^z|}{F^z};$$

$$F_3^z = 2\int_{0}^{\pi/4} \chi_{xz}(\theta)\sin^2\theta d\theta; \quad \mu_3^z = \frac{|F_3^z|}{F^z};$$

$$F_4^z = 2\int_{\pi/4}^{\pi/2} \chi_{xz}(\theta)\sin^2\theta d\theta; \quad \mu_4^z = \frac{|F_4^z|}{F^z};$$

$$F_5^z = 2\int_{\pi/2}^{3/2\pi} \chi_{xz}(\theta)\sin^2\theta d\theta; \quad \mu_5^z = \frac{|F_5^z|}{F^z};$$

$$F_6^z = 2\int_{3/2\pi}^{\pi} \chi_{xz}(\theta)\sin^2\theta d\theta; \quad \mu_6^z = \frac{|F_6^z|}{F^z};$$

$$F^z = |F_1^z| + |F_2^z| + |F_3^z| + |F_4^z| + |F_5^z| + |F_6^z|.$$

Условие нормировки $\sum_{i=1}^{6} \mu_i^z = 1$.

Определим коэффициенты асимметрии по осям координат для двух индикатрис рассеяния

$$a_{yx} = \frac{\mu_1^y + \frac{1}{2}(\mu_3^y + \mu_4^y + \mu_5^y + \mu_6^y)}{\mu_2^y + \frac{1}{2}(\mu_3^y + \mu_4^y + \mu_5^y + \mu_6^y)};$$

$$a_{yy} = \frac{\mu_3^y + \frac{1}{2}(\mu_1^y + \mu_2^y + \mu_5^y + \mu_6^y)}{\mu_4^y + \frac{1}{2}(\mu_1^y + \mu_2^y + \mu_5^y + \mu_6^y)};$$

$$a_{yz} = \frac{\mu_5^y + \frac{1}{2}(\mu_1^y + \mu_2^y + \mu_3^y + \mu_4^y)}{\mu_6^y + \frac{1}{2}(\mu_1^y + \mu_2^y + \mu_3^y + \mu_4^y)};$$

$$a_{zx} = \frac{\mu_1^z + \frac{1}{2}(\mu_3^z + \mu_4^z + \mu_5^z + \mu_6^z)}{\mu_2^z + \frac{1}{2}(\mu_3^z + \mu_4^z + \mu_5^z + \mu_6^z)};$$

$$a_{zy} = \frac{\mu_3^z + \frac{1}{2}(\mu_1^z + \mu_2^z + \mu_5^z + \mu_6^z)}{\mu_4^z + \frac{1}{2}(\mu_1^z + \mu_2^z + \mu_5^z + \mu_6^z)};$$

$$a_{zz} = \frac{\mu_5^z + \frac{1}{2}(\mu_1^z + \mu_2^z + \mu_3^z + \mu_4^z)}{\mu_6^z + \frac{1}{2}(\mu_1^z + \mu_2^z + \mu_3^z + \mu_4^z)}.$$

Предложенные коэффициенты позволяют учесть асимметрию рассеяния по осям координат и, тем самым, устранить неоднозначность связи между параметрами среды и излучения. Данное обстоятельство особенно важно в случае частиц неправильной формы, в силу различных физических причин ориентированных в пространстве, например, в конвективных потоках, электрических полях или в сплошных средах.

Индикатриса рассеяния излучения определяет угловое распределение рассеянного излучения для одной частицы, или микрообъема, в котором происходит только однократное рассеяние. Угловое распределение излучения с учетом многократного рассеяния внутри дисперсной среды характеризуется полем или телом яркости. Однако, определение поля яркости внутри среды в ряде случаев связано со значительными трудностями, поэтому обычно рассматривают угловое распределение излучения вне рассеивающего объема. По аналогии с коэффициентами асимметрии индикатрисы рассеяния целесообразно ввести коэффициенты асимметрии излучения, рассеянного макрообъемом. Аналогично формулам для определения коэффициентов асимметрии индикатрисы рассеяния, анизотропию рассеяния излучения макрообъема будем характеризовать следующими коэффициентами

$$As^x = \frac{I_{+x} + B_1}{I_{-x} + B_1}, \quad B_1 = \frac{I_{+y} + I_{-y} + I_{+z} + I_{-z}}{2};$$

$$As^y = \frac{I_{+y} + B_2}{I_{-y} + B_2}, \quad B_2 = \frac{I_{+x} + I_{-x} + I_{+z} + I_{-z}}{2}; \qquad (*)$$

$$As^z = \frac{I_{+z} + B_3}{I_{-z} + B_3}, \quad B_3 = \frac{I_{+x} + I_{-x} + I_{+y} + I_{-y}}{2}.$$

Здесь I_{+x} – поток излучения, выходящий из среды в направлении падающего потока вдоль оси x, I_{-x} – поток излучения, отраженный дисперсной средой, $I_{\pm y}$, $I_{\pm z}$ – потоки рассеянного излучения, выходящие из среды в направлениях $\pm y$, $\pm z$.

Примером использования вышеприведенных формул являются результаты расчетов (рис. 1, 2), позволяющие проследить деформацию тела яркости.

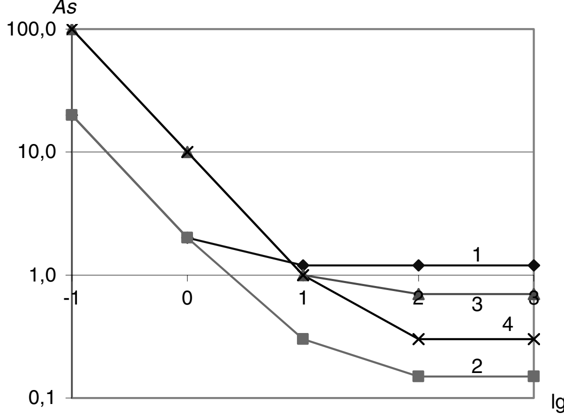


Рис. 1. *Зависимость коэффициента асимметрии As от продольной оптической толщины дисперсной среды: 1, 3)* $\tau_y = 1$*; 2, 4)* $\tau_y = 100$*; 1,2) a=1; 3, 4) C1*

Рассмотрим результаты исследований формы тела яркости пространственно ограниченного рас-

сеивающего объема в зависимости от оптических размеров и параметров среды. Форма тела яркости объема оценивалась с помощью формул (*).

На рис. 1 представлены результаты расчетов величины коэффициента асимметрии As^x в зависимости от оптической толщины дисперсной среды для сферической (a=1) и анизотропной (С1) [4] индикатрис рассеяния излучения.

Расчеты проводились по методике, изложенной в [5], для двух индикатрис рассеяния излучения, характеризуемых коэффициентами асимметрии a_{x1}=1 (сферическая индикатриса) и a_{x2}=12 (индикатриса С1), при поперечных оптических размерах $\tau_y=\tau_z$=1, 10, 100 и вероятности выживания кванта Λ=1. Очевидно, что при таких исходных данных тело яркости имеет осесимметричное строение. По мере увеличения оптических размеров среды доля многократно рассеянного излучения в общем потоке возрастает, в то время как доля излучения, прошедшего среду без рассеяния и ослабленного по экспоненциальному закону, уменьшается. Этим фактом объясняется более резкая зависимость коэффициента As^x от оптической толщи τ для среды, характеризуемой анизотропной индикатрисой рассеяния излучения. Следует отметить, что при всех оптических поперечниках, использованных в расчетах, четко определяется граничное значение продольной оптической плотности дисперсной среды, выше которой коэффициент асимметрии не меняется, а, следовательно, не меняется и тело яркости рассеивающего объема. Неизменность тела яркости при увеличении оптической глубины рассеивающей среды обычно характеризует наступление глубинного режима. В данном случае удивляет достаточно раннее наступление глубинного режима (τ_x~10), что может объясняться условиями освещения дисперсной среды (бесконечно широкий пучок) [3].

Расчеты зависимости величины коэффициента асимметрии от поперечных оптических размеров дисперсной среды выполнены для тех же двух индикатрис рассеяния излучения, что и в предыдущем случае, и консервативной среды. Полученные данные показывают достаточно слабую зависимость коэффициента асимметрии As^x от поперечных оптических размеров дисперсной среды. Это происходит даже в том случае, если изменяются оба поперечных оптических размера среды. В то же время сохраняется сильная зависимость коэффициента асимметрии от вида индикатрисы рассеяния излучения. Исследование зависимости As от поперечных оптических размеров позволяет определить предельные оптические размеры, при которых среду можно считать пространственно неограниченной в поперечном оптическом сечении. Постоянство коэффициента асимметрии при изменении оптических размеров дисперсной среды говорит также о сформировавшемся теле яркости, что аналогично наступлению глубинного режима.

Зависимость деформации тела ярости от наличия поглощения в дисперсной среде приведена на рис. 2. Кривые 1, 2 получены для сферической индикатрисы рассеяния, кривые 3, 4 – для индикатрисы С1 [4]. Как видно из рисунка, влияние поглощения на форму тела яркости имеет неоднозначный характер. В случае дисперсной среды, имеющей форму куба с оптическими размерами τ =2, тело яркости с увеличением поглощения становится более вытянутым вне зависимости от формы индикатрисы рассеяния излучения (кривые 1, 3). С увеличением оптических размеров дисперсной среды зависимость формы тела яркости от увеличения поглощения в среде меняется на противоположную (кривые 2, 4). Это означает, что имеется дисперсная среда таких оптических размеров, для которой изменение поглощения в среде почти не влияет на форму тела яркости.

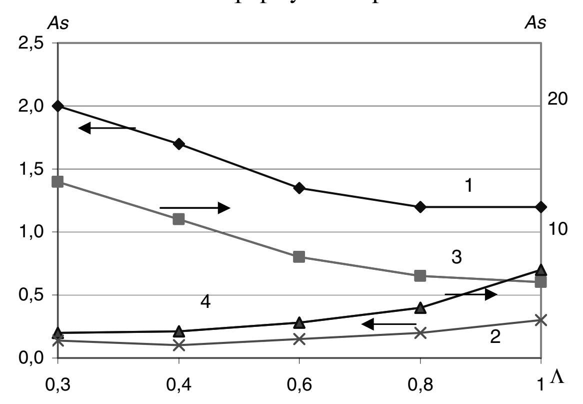


Рис. 2. Зависимость коэффициента асимметрии As от вероятности выживания кванта Λ: 1, 3) τ = 2; 2, 4) τ = 20; 1, 2) a=1; 3, 4) C1

Таким образом, в данной работе:

– предложен новый подход к решению задачи переноса излучения в дисперсной среде с частицами неправильной формы, с использованием индикатрисы рассеяния излучения в виде интегральных параметров, вычисленных на основе двух индикатрис, представленных во взаимно перпендикулярных плоскостях;
– представление индикатрисы рассеяния излучения в виде интегральных параметров адаптировано к потоковым методам решения задачи переноса излучения;
– анализ результатов решения производится с помощью коэффициентов асимметрии индикатрисы рассеяния излучения и тела яркости рассеивающего объема;
– показано, что предложенные коэффициенты асимметрии являются информативными и чувствительными характеристиками, позволяющими оценить пространственное распределение рассеянной объемом радиации.

Изучение поведения данных коэффициентов в зависимости от параметров дисперсной среды позволяет оценить границы применимости экспоненциального закона ослабления излучения, наступление глубинного режима и предельные оптические размеры, при которых среду можно считать неограниченной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шифрин К.С. Введение в оптику океана. – Л.: Гидрометеоиздат, 1983. – 280 с.
2. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. – М.: Мир, 1981. – 280 с.
3. Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. – Минск: Наука и техника, 1985. – 328 с.
4. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. – М.: Мир, 1971. – 168 с.
5. Горячев Б.В., Могильницкий С.Б. Некоторые особенности переноса излучения в пространственно ограниченных дисперсных средах // Известия Томского политехнического университета. – 2000. – Т. 303. – № 3. – С. 91–104.

УДК 550.42:553.96/97(571.1)